

Diffusion multiple de la lumière dans les atomes froids

Guillaume Labeyrie

Laboratoire Ondes et Désordre

La problématique d'une onde se propageant en milieu opaque (fortement diffusant) se rencontre dans de nombreuses situations : imagerie médicale ou sous-marine, physique stellaire, prospection pétrolière ou études sismiques, ... Bien souvent, la diffusion multiple est considérée comme un phénomène parasite dont on cherche à minimiser les effets : ainsi, si l'on veut imager un objet immergé dans un environnement diffusant (par exemple un os entouré de chair), on peut l'éclairer avec une impulsion laser très courte et utiliser une détection résolue en temps pour séparer les photons "balistiques", n'ayant subi aucune diffusion, des photons diffusés dont la direction a été brouillée. Cependant, la diffusion multiple peut aussi constituer un outil d'une grande sensibilité pour sonder les propriétés du milieu dans lequel l'onde se propage, par exemple pour étudier le mouvement des diffuseurs.

Pour comprendre les mécanismes de ce type de propagation, il est bon de disposer d'un système modèle. En effet, dans la plupart des expériences, les propriétés du milieu diffusant sont mal connues (présence d'absorption, par exemple) et les imperfections de l'échantillon (dispersion des tailles et formes des particules) rendent sa modélisation très complexe voire impossible. De ce point de vue, les gaz d'atomes froids possèdent des avantages remarquables : les atomes sont des diffuseurs ponctuels (les plus simples à décrire théoriquement), dont l'interaction avec une onde électromagnétique est bien connue. De plus, les atomes froids sont tous identiques et l'échantillon est donc parfaitement monodisperse. Par ailleurs, les atomes froids présentent, en tant que diffuseurs de lumière, des propriétés très particulières qui permettent d'atteindre de nouveaux régimes et d'observer des phénomènes physiques inédits dans la communauté de la diffusion multiple. On peut ainsi mentionner la très forte résonance du diffuseur atomique, sa grande sensibilité aux champs magnétiques, ou encore l'action mécanique non négligeable exercée par la lumière sur l'atome.

L'impact de la diffusion multiple de la lumière dans les échantillons d'atomes froids a commencé à être perçu dès l'avènement du piège magnéto-optique (MOT). On s'est alors rendu compte qu'elle constitue le facteur limitant la densité et la température atteignables dans ce type de dispositifs. Lorsque deux atomes éclairés par un faisceau laser résonant sont trop proches, la lumière diffusée par un atome peut être réabsorbée par l'autre, produisant une force de répulsion entre les atomes. Cette lumière réabsorbée produit également un terme stochastique de "chauffage" qui s'oppose au mécanisme de refroidissement à l'œuvre dans le MOT. Dans les expériences de Condensation de Bose-Einstein (BEC), on contourne ces limitations en transférant les atomes du MOT dans un piège purement magnétique. En l'absence de lumière, la technique du refroidissement évaporatif permet alors d'atteindre les seuils de densité et température où la condensation se produit.

On a vu que la diffusion multiple produit une force de répulsion, qui contrebalance la force de compression du MOT. Dans le cas où le nuage d'atomes froids possède une grande épaisseur optique, les faisceaux laser du MOT sont atténués dans l'échantillon : la force magnéto-optique qui piège les atomes est "écrantée". La compétition entre ces diverses forces donne naissance à des instabilités, qui se manifestent par des oscillations du nuage d'atomes froids. La figure 1B montre un exemple de telles oscillations, observées en imageant la fluorescence d'une petite partie du piège magnéto-optique (Fig. 1A). Il s'agit d'un phénomène "collectif", qui n'apparaît qu'au-dessus d'un certain seuil pour le nombre d'atomes contenus dans le MOT.

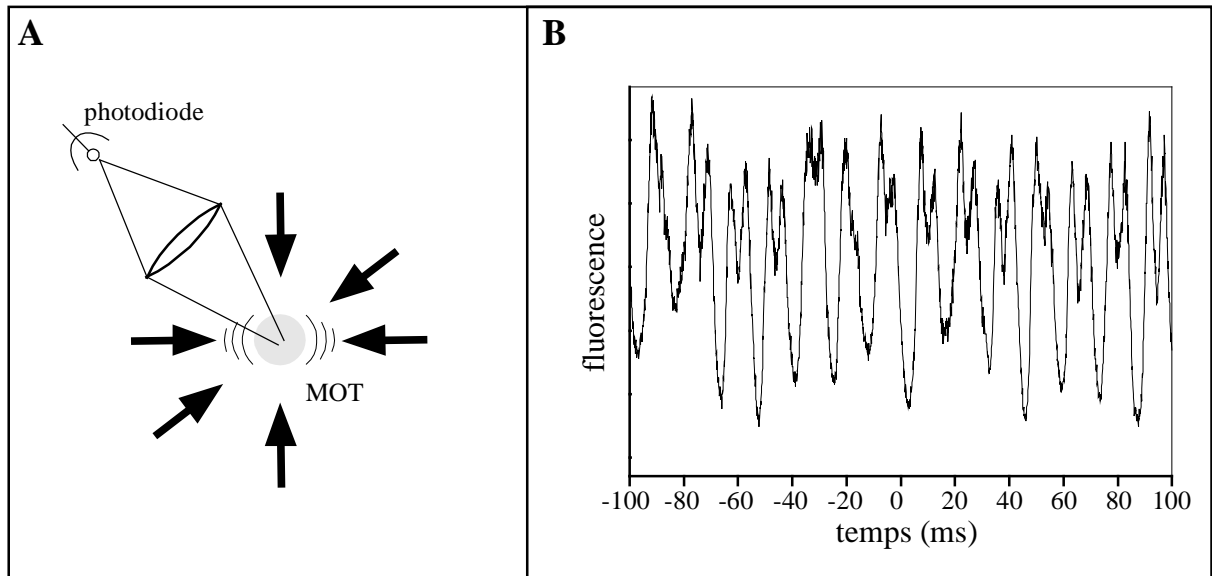


Figure 1 : instabilités du MOT.

Dans la plupart des situations, la propagation d'une onde dans un milieu opaque peut être décrite de façon satisfaisante par un mécanisme de *diffusion* : l'onde subit une marche au hasard dans l'échantillon. Cette description conduit notamment à la loi d'Ohm, à savoir que la conductance d'un échantillon est inversement proportionnelle à son épaisseur. Cependant, elle néglige totalement l'aspect *ondulatoire* du problème, c'est-à-dire les phénomènes d'interférence. Il s'avère que ces effets interférentiels prennent de plus en plus d'importance lorsque la densité spatiale des diffuseurs augmente (c'est-à-dire lorsque le libre parcours moyen de l'onde dans le milieu diminue) : ils peuvent alors altérer la propagation (on parle alors de "localisation faible"), voire la dominer (situation de "localisation forte", où l'onde reste "piégée" dans l'échantillon). La manifestation la plus facilement observable des interférences en diffusion multiple est la rétro-diffusion cohérente (coherent backscattering en anglais, ou CBS). Lorsqu'on illumine un échantillon diffusant avec une onde cohérente et qu'on s'intéresse à la distribution angulaire de l'intensité diffusée, on observe une figure de tavelures (speckle) qui résulte de l'interférence entre les ondes ayant parcouru tous les chemins possibles dans l'échantillon. Ce speckle est caractérisé par des pics et des creux d'intensité (interférence constructive ou destructive), dont la répartition angulaire dépend fortement de la position respective des diffuseurs (exemple sur la figure 2B en traits fins). Si l'on superpose des figures de speckle correspondant à des configurations différentes de l'échantillon, on s'attend à obtenir une répartition d'intensité moyenne "plate", qui ne dépend pratiquement plus de l'angle d'observation. C'est en effet ce que l'on observe, excepté dans un petit secteur angulaire centré sur la direction "arrière" (opposée à l'incidente) où l'on détecte une surintensité lumineuse (figure 2B, en gras) : c'est le phénomène de rétro-diffusion cohérente. Il trouve son origine dans une catégorie d'interférences qui survit à la moyenne de configuration : l'interférence entre ondes suivant le même chemin de diffusion multiple, mais en sens inverse. Un exemple de ce type d'événement est représenté sur la figure 2A.

Comme les chemins optiques suivis par les deux ondes sont rigoureusement identiques pour $\theta = 0$, l'interférence est *toujours* constructive dans la direction arrière et ce quel que soit le chemin de diffusion multiple considéré. Cette interférence donne donc lieu à une surintensité moyenne de la lumière diffusée, dans un secteur angulaire étroit (de l'ordre de $1/k\ell$, où k est le

nombre d'onde et ℓ le libre parcours moyen dans l'échantillon) autour de la direction arrière. On parle de cône de rétro-diffusion cohérente.

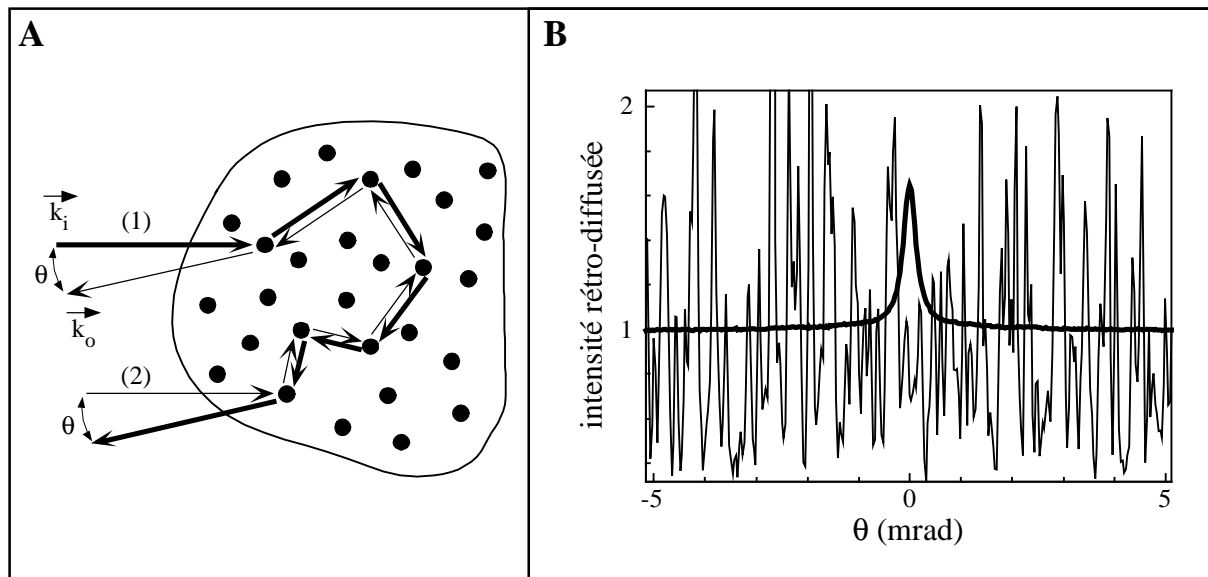


Figure 2 : Principe de la rétro-diffusion cohérente.

Il s'agit d'une interférence très robuste, puisque l'interféromètre est "auto-aligné". En fait, pour peu que l'on choisisse correctement les polarisations incidente et détectée, le contraste de l'interférence est (presque) toujours de 1, c'est-à-dire que l'intensité moyenne est deux fois plus élevée dans la direction arrière que dans les ailes du cône ($\theta \gg 1/k\ell$). Ce "facteur 2" est garanti par une propriété très générale, vérifiée dans la plupart des milieux : l'invariance par renversement du temps. Parmi les rares mécanismes susceptibles de détruire la rétro-diffusion cohérente, citons l'effet Faraday (rotation de la polarisation en présence d'un champ magnétique), la diffusion inélastique ou incohérente (changement de fréquence ou de phase lors de la diffusion), un mouvement rapide des diffuseurs (la vitesse des diffuseurs devant approcher celle de l'onde, ce qui est difficile à réaliser pour des ondes lumineuses) ... et la présence d'une structure interne chez les diffuseurs atomiques. La figure 3 illustre ce dernier cas, avec les signaux CBS enregistrés sur : un échantillon "classique" (du polystyrène expansé, en **A**), un gaz d'atomes froids de Sr^{88} (sans structure interne, en **B**) et un gaz d'atomes froids de Rb^{85} (avec structure interne, en **C**). L'échelle horizontale est la même pour toutes les courbes. En revanche, l'échelle verticale est identique pour **A** et **B**, mais diffère pour **C**. On observe un contraste proche de 1 pour les deux premiers échantillons, et de seulement 0,05 pour le troisième ! Cette forte diminution du contraste CBS résulte de la présence, dans l'état fondamental, de sept sous-niveaux Zeeman dégénérés pour la transition du rubidium utilisée.

En tirant partie des propriétés uniques des atomes froids, nous avons ainsi pu observer plusieurs des effets mentionnés plus haut, comme la destruction du pic CBS en présence de diffusion inélastique où due au mouvement des atomes, ainsi que divers effets originaux obtenus en présence d'un champ magnétique.

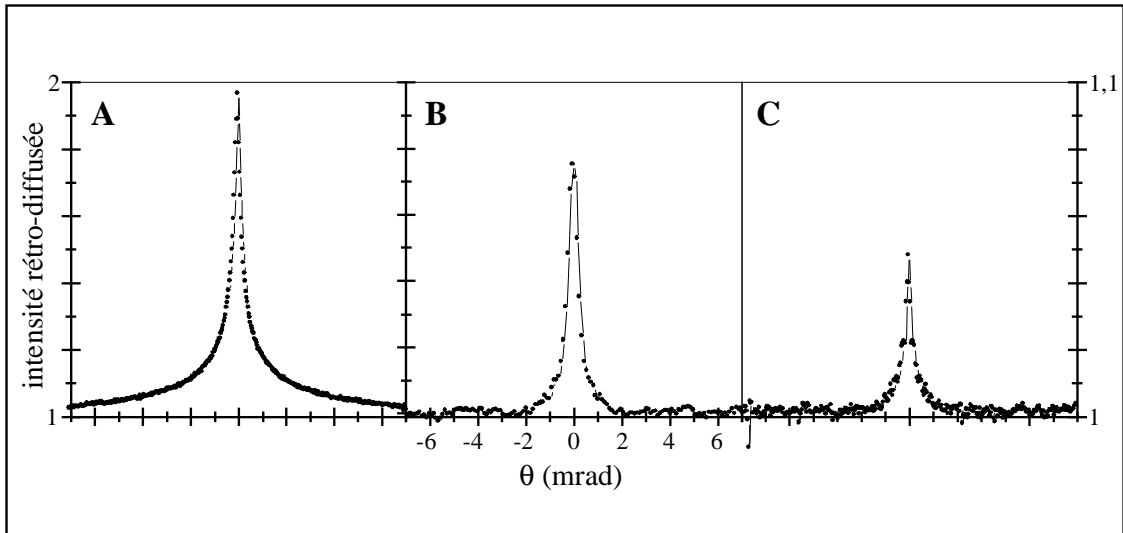


Figure 3 : Cônes CBS.

La rétro-diffusion cohérente constitue une signature *statique* de la diffusion multiple. On peut également s'intéresser aux quantités *dynamiques* qui caractérisent la propagation de la lumière dans le nuage d'atomes froids. L'expérience la plus simple à réaliser consiste à mesurer le "temps de piégeage" de la lumière dans l'échantillon : on illumine la vapeur atomique avec une onde laser que l'on coupe à l'instant $t = 0$, et l'on détecte la lumière qui s'échappe après la coupure de l'excitation ($t > 0$). La figure 4 montre le schéma simplifié d'une telle expérience, ainsi que trois courbes expérimentales obtenues pour différentes épaisseurs optiques b du nuage d'atomes froids. Sur l'axe horizontal de la Fig. 4B, le temps écoulé après coupure de l'excitation est mesuré en unité τ_{nat} (durée de vie de l'état excité $\approx 27\text{ns}$ pour la transition du Rb utilisée). En mesurant la constante de temps de décroissance de la lumière "piégée" dans l'échantillon, on accède au coefficient de diffusion de la lumière dans l'échantillon :

$$D = 1/3 \cdot \ell^2 / \tau_{\text{tr}} = 1/3 \cdot \ell \cdot v_{\text{tr}}$$

Ici, τ_{tr} est le temps de transport, c'est-à-dire le temps caractéristique entre deux événements de diffusion. De même, $v_{\text{tr}} = \ell / \tau_{\text{tr}}$ est la *vitesse de transport*, qui caractérise la vitesse de propagation de l'énergie dans la lumière *diffusée*. A cause de la forte résonance de la transition atomique, le temps de transport est très grand, de l'ordre de $\tau_{\text{nat}} \approx 27\text{ns}$. Pour comparaison, le temps de propagation de la lumière dans le vide sur la même distance (typiquement $\ell = 300\mu\text{m}$) est de 1ps ! La propagation de la lumière diffusée dans le nuage d'atomes froids est donc caractérisée par un coefficient de diffusion et une vitesse de transport très faibles : cette dernière est inférieure à c de 5 ordres de grandeur environ. Une telle réduction de la vitesse de transport paraît hors de portée avec des échantillons plus classiques, à cause de la difficulté à obtenir un ensemble monodisperse de diffuseurs fortement résonants.

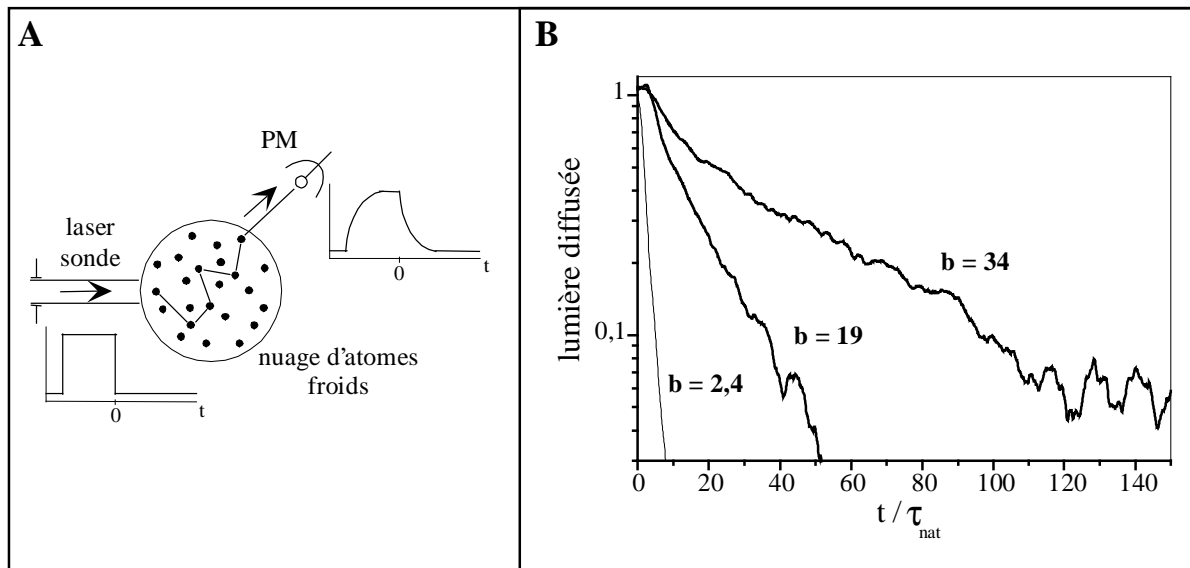


Figure 4 : Piégeage de radiation.

Les quelques exemples développés ici illustrent l'intérêt des vapeurs atomiques refroidies par laser pour l'étude de la propagation de la lumière en milieu désordonné. Leurs propriétés inhabituelles en font un milieu potentiellement prometteur pour atteindre des régimes comme celui de la localisation forte. Une autre approche, conceptuellement différente mais qui utilise des techniques expérimentales similaires, consiste à étudier la propagation *d'ondes de matière* (les atomes froids) dans un potentiel *lumineux* désordonné (obtenu par exemple à partir d'une figure de speckle). On utilise donc ici l'action mécanique de la lumière sur les atomes. Cette direction de recherche est encore très peu développée à l'heure actuelle, mais des expériences portant sur des thématiques proches commencent à voir le jour (comme par exemple l'observation récente de la transition superfluide-isolant utilisant un BEC piégé dans un potentiel lumineux périodique). Le développement actuel de sources cohérentes d'ondes de matière ("lasers à atomes") permet d'envisager de manière optimiste le futur de ce nouveau domaine de recherche.